



Projektarbeit

Experiment am D-förmigen Stumpfkörper

Nora M. Bierwagen (Matr.-Nr. 4754262)

Tim Gotzel (Matr.-Nr.)

Amiriman Kianfar (Matr.-Nr.)

Kebria Kiani (Matr.-Nr.)

Florian Timm (Matr.-Nr. 4795072)

Ausgegeben: Institut für Strömungsmechanik
Institutsleiter: Prof. Dr.-Ing. R. Radespiel
Technische Universität Braunschweig

Betreuer: M.Sc. Philipp Oswald, (TU Braunschweig)

Veröffentlichung: 9. Januar 2019

Zusammenfassung

TBD

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	v
1 Einleitung (NB)	1
2 Grundlagen	2
2.1 Stumpfkörperaerodynamik (TG)	2
2.1.1 Geometrische Einordnung	2
2.1.2 Strömungsbild	2
2.1.3 Totwasser	4
2.1.4 Praktische Bedeutung der Stumpfkörper	5
2.2 Coandă-Effekt (TG)	5
2.3 Aktive Strömungsbeeinflussung (NB)	7
3 Konstruktion der rotierenden Walzen (NB)	11
3.1 Zahnform	11
3.2 Anzahl der Zähne	13
3.3 Zahnöffnung	14
4 Widerstandsbestimmung (FT)	16
4.1 Bestimmung des Widerstands mittels des Impulssatzes	16
4.2 Effizienzbetrachtung und Impulskoeffizient	19
4.2.1 Impulskoeffizient	19
4.2.2 Leistungskoeffizient und Leistungsrate	20
5 Experimentelle Untersuchungen im Windkanal (KK)	23
5.1 Windkanalbeschreibung	23
5.2 Messtechnik	24
5.2.1 Messuhr	24
5.2.2 Fischmaul-Sonde	24
5.2.3 Statische Sonde	24
5.2.4 Prandtl-Sonde	24
5.2.5 Drehzahlmesser	24
5.2.6 PSI-Anlage	24
5.3 Versuchsvorbereitung	24
6 Versuchsauswertung	25
6.1 Referenzmessungen und Ergebnisse bei konstanter Aktuation	25
6.2 Periodische Aktuation	25
6.2.1 Ausrichtungsmessungen (FT)	25
6.3 Effizienzbetrachtung	26
7 Fazit	27
Literaturverzeichnis	28
Abbildungsverzeichnis	30
Tabellenverzeichnis	31

A Technische Zeichnungen (NB, TG)	32
-----------------------------------	----

Nomenklatur

Lateinische Bezeichnungen

b	Breite des Modells senkrecht zur Zeichenebene
C_{Power}	Leistungskoeffizient
C_w	Widerstandsbeiwert
C_μ	Impulskoeffizient
D	Höhe des Stumpfkörpers
f	Frequenz
F	Kraft
F_K	Volumenkräfte
F_P	Druckkräfte
F_S	Stützkraft
\dot{m}	Massenstrom
n	Anzahl
P_M	Motorleistung
p	statischer Druck
p_t	Totaldruck
q	Dynamischer Druck
Str	Strouhal-Zahl
U_∞	Anströmungsgeschwindigkeit
u_1	Strömungsgeschwindigkeit in x Richtung
W	Widerstand
x	Koordinate in Strömungsrichtung
y	Koordinate senkrecht zur Strömungsrichtung

Griechische Bezeichnungen

α	Tastgrad (Duty Cycle)
ρ	Dichte

Indizes

∞	Freie Anströmung
1	Größe im Strömungsquerschnitt des Nachlaufs weit ab vom Körper
2	Größe im Strömungsquerschnitt in dem der Rechen angeordnet ist
ref	Referenzgröße

jet	Größe bezüglich des augeblasenen dünnen Luftstrahls (Jet)
M	Größe bezüglich der Motoren

Abkürzungen

NB	<u>N</u> ora M. <u>B</u> ierwagen
TG	<u>T</u> im <u>G</u> otzel
AK	<u>A</u> miriman <u>K</u> ianfar
KK	<u>K</u> ebria <u>K</u> iani
FT	<u>F</u> lorian <u>T</u> imm
PR	Leistungsrate
rpm	Umdrehungen pro Minute

Kapitel 1

Einleitung (NB)

Im Rahmen dieser Arbeit werden Experimente an D-förmigen Stumpfkörpern im Windkanal durchgeführt. Stumpfkörper haben einen großen Luftwiderstand, der hauptsächlich aus dem Druckwiderstand besteht. Es soll ein neuer Ansatz untersucht werden, der es ermöglichen soll, den Widerstand des Körpers zu verringern.

Diese Arbeit folgt auf die Masterarbeit [2] von Bilges am Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig. Hier wurde eine Steigerung der Effektivität durch die Kombination von zwei verschiedenen widerstandsreduzierenden Ansätzen erreicht. Dabei wurde ein über eine Coânda-Fläche gebläffener Luftstrahl mit einer bewegten Oberflächen kombiniert. Das Stumpfkörpermodell und der Aktuationsmechanismus sind für diese Arbeit übernommen worden. Am Ende des Modells befinden sich zwei rotierende Walzen, die zusätzlich mit einer Verzahnung versehen sind und sich drehen. Über diese Walzen wird impulsartig Druckluft in die Strömung eingebracht. Hinter dem Modell werden die Druckverläufe gemessen, sodass der Widerstand des Körpers bestimmt werden kann.

Ziel der Arbeit ist es heraus zu finden, ob eine Effizienz bzgl. der Widerstandsreduktion mit dieser Art der Anregung festgestellt werden kann. Außerdem soll im Bezug auf eine praktische Anwendung von bspw. LKW's eine Energiebetrachtung durchgeführt werden.

Da es sich bei diesem Dokument um eine Projektarbeit handelt, an der insgesamt fünf Personen mitgewirkt haben, stehen hinter jeder Kapitel- bzw. Unterkapitelüberschrift die Initialen des Autors. In Tabelle 1.1 ist eine Aufschlüsselung der Initialien gegeben.

Name	Initialien
Nora M. Bierwagen	NB
Tim Gotzel	TG
Amiriman Kianfar	AK
Kebria Kiani	KK
Florian Timm	FT

Tabelle 1.1: Initialien der beteiligten Personen

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Stumpfkörperaerodynamik (TG)

Im folgenden Kapitel wird der Begriff der Stumpfkörper in Abgrenzung zu den schlanken Körpern eingeführt. Eine klare Abgrenzung von schlanken Körpern zu Stumpfkörpern bereitet Schwierigkeiten, da der Übergang oftmals fließend ist. Jedoch unterscheidet sich das Strömungsbild markant, weswegen im folgenden Kapitel im Besonderen auf das Strömungsfeld und die Charakteristiken des Nachlaufs eingegangen werden sollen.

2.1.1 Geometrische Einordnung

Ein stumpfer Körper in einer Anströmung differenziert sich geometrisch von einem schlanken insofern, dass er eine signifikante Dicke quer zur Anströmung aufweist, welche in vergleichbarer Größenordnung wie die Abmessungen parallel zur Anströmung liegt. Als Maß kann das Dickenverhältnis σ als Kehrwert des Schlankheitsgrades λ herangezogen werden, welches das Verhältnis von Dicke zu Breite wiedergibt:

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{d}{l} \quad (2.1)$$

Wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, verändert sich das Strömungsbild maßgeblich mit steigendem Dickenverhältnis σ , wobei der Übergang von schlanken Körpern ($\sigma = 0,13$) zu stumpfen Körpern ($\sigma = 0,5$) fließend ist.

Obwohl das Dickenverhältnis in allgemeiner Näherung ein gutes Maß für die Einordnung eines Stumpfkörpers ist, zeigt sich in der Praxis, dass es nicht als notwendiges Kriterium herangezogen werden kann. So treten vergleichbare Effekte der Stumpfkörperaerodynamik ebenfalls bei einem diskontinuierlichen Verlauf der Körpergeometrie auf. Dies ist beispielsweise bei der ausgeprägten Hinterkanten eines Fahrzeughecks der Fall. Der Verlauf der Körpergeometrie muss also ebenfalls als geometrische Charakterisierung eines stumpfen Körpers herangezogen werden.

2.1.2 Strömungsbild

Bei der Umströmung eines Körpers kommt es aufgrund der Haftbedingung an dessen Kontur zur Ausbildung einer Grenzschicht. Während die Strömungsgeschwindigkeit an der Körperoberfläche Null beträgt, passt sie sich im Grenzschichtbereich an die Anströmgeschwindigkeit an. Ein Teil

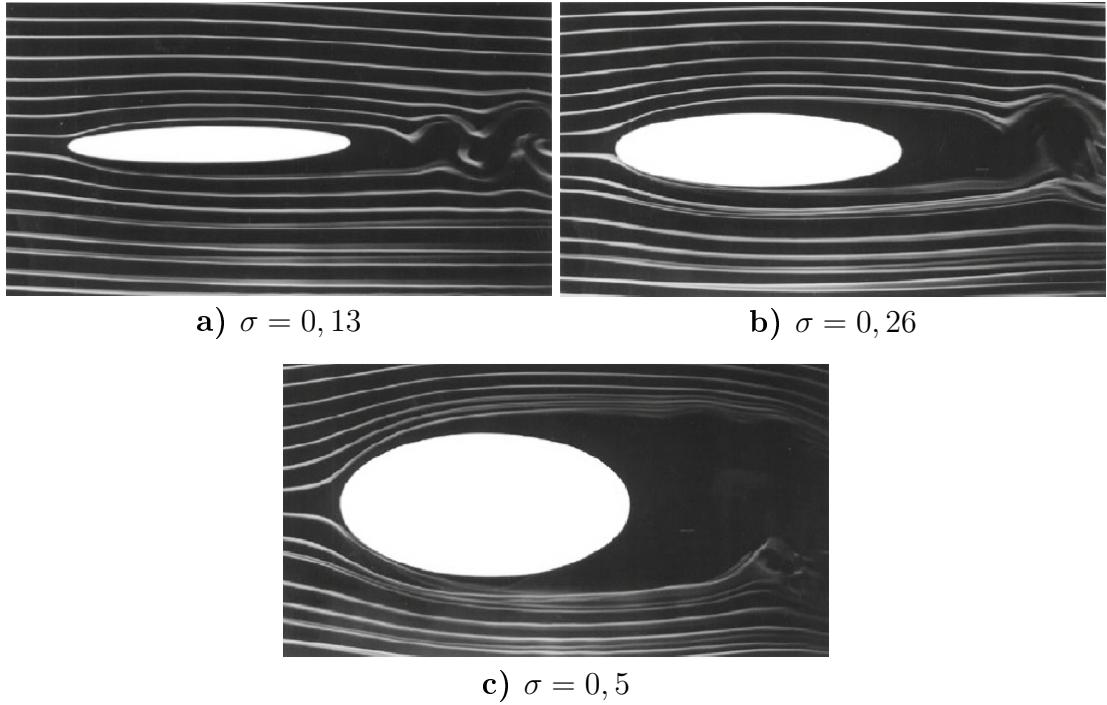


Abbildung 2.1: elliptische Zylinder unterschiedlicher Dickenverhältnisse im Rauchkanal [11]

der kinetischen Energie der Grenzschichtströmung wird durch Reibung an der Wand dissipiert. Die Geometrie eines stumpfen Körpers, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, führt bei Umströmung gemäß Bernoulli zu einer Absenkung des statischen Drucks p bis zur dicksten Stelle. Hinter dieser steigt der statische Druck p wieder an, wobei die durch Reibung verringerte kinetische Energie nicht mehr ausreicht, um gegen diesen anzuströmen. Ist die kinetische Energie vollends in Druck umgewandelt, kommt es zur Rückströmung, wobei die Grenzschicht ablöst [11].

Sofern eine diskontinuierliche Stelle in der Körpergeometrie vorhanden ist, kann die Strömung dieser ebenfalls nicht weiter folgen. Man spricht in diesem Fall von einem Abriss der Strömung, welcher in der Praxis an Hinterkanten zu finden ist.

Das Ablösen oder Abreißen hat die Ausbildung eines Totwassers zur Folge, in dessen Gebiet sich das Fluid bedingt durch Zähigkeitseffekte verwirbelt und Wirbelschichten ausbildet. Dies führt zu einer Druckabsenkung hinter dem stumpfen Körper, sodass durch den höheren Staupunkt druck an der Vorderseite ein Druckgradient zu verzeichnen ist. Ein Druckwiderstand ist die Folge, welcher in Strömungsrichtung des Fluides wirkt. Wie man in Abbildung 2.3 sehen kann, ist das Totwasser ein Charakteristikum des Strömungsbildes stumpfer Körper. Im Vergleich dazu ist dieses Gebiet beim Strömungsbild schlanker Körper, wie in Abbildung 2.2 zu sehen, nicht vorhanden, da hier ein nahezu störungsfreies Abströmen möglich ist. Lediglich die Reibungseffekte innerhalb der Grenzschichtströmung sorgen hier für einen Reibungswiderstand. Schluss folglich wird der Gesamtwiderstand bei stumpfen Körpern vom Druckwiderstand, der bei schlanken Körpern jedoch vom Reibungswiderstand dominiert.

Hieraus wird die Notwendigkeit ersichtlich, eine Druckerhöhung in diesem Totwasser vorzunehmen, um den Druckgradienten und damit den Druckwiderstand zu verringern. Für das bessere Verständnis soll im nachfolgenden das Totwasser weiter spezifiziert werden.

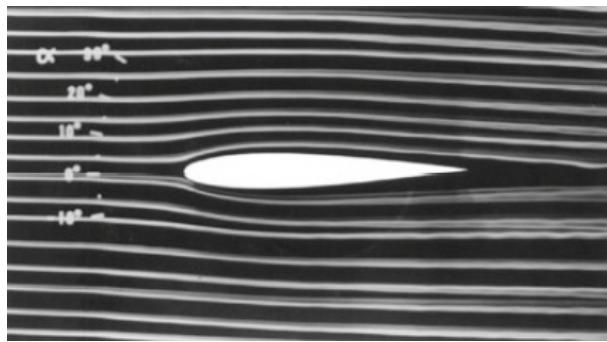


Abbildung 2.2: Stromlinienbild eines schlanken Körpers im Rauchkanal [11]

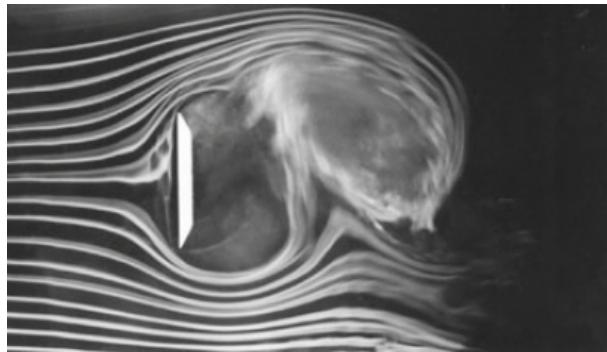


Abbildung 2.3: Stromlinienbild eines stumpfen Körpers im Rauchkanal [11]

2.1.3 Totwasser

Wie bereits oben erwähnt bilden sich innerhalb des Totwassers Wirbelschichten aus. Diese entstehen bei der turbulenten Durchmischung der ehemaligen Grenzschichtströmung, welche nun als Scherschichtströmung bezeichnet wird, mit dem ruhenden Fluid im Windschatten des Körpers.

Innerhalb des Totwassers existiert eine instationäre periodische Strömung, welche durch Druckschwankungen zu oszillierende Ablösungen führt. Diese Oszillation weist eine charakteristische Frequenz auf und wird durch die Stouhal-Zahl Sr beschrieben.

Die Wirbel innerhalb der turbulenten Strömung zerfallen kaskadenartig in kleinere Wirbel und dissipieren dabei ihre Energie in Wärme, bis sie sich gänzlich auflösen und sich erneut ein laminares Strömungsprofil ausbildet. Dennoch ergibt sich im Nachlauf des stumpfen Körpers eine Delle im Geschwindigkeitsfeld.

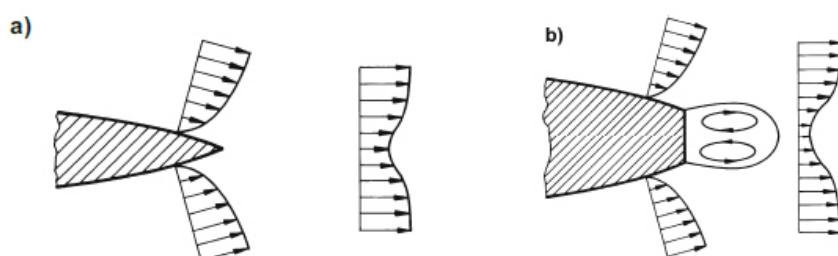


Abbildung 2.4: Nachlauf eines a) schlanken Körpers und eines b) stumpfen Körpers [11]

2.1.4 Praktische Bedeutung der Stumpfkörper

tbd

2.2 Coandâ-Effekt (TG)

Der Coandâ-Effekt tritt auf, wenn ein Strahl entlang einer konvexen Körperkontur strömt. Anders als die bisher betrachtete Strömung, kann die sogenannte Coandâ-Strömung des Strahles der Kontur einer konvexen Rundung folgen ohne abzulösen, wie dies in Abbildung 2.5 deutlich wird. Dem Gegenüber führt die konvexe Rundung bei einer normalen Anströmung nach Bernoulli zu einer Verlangsamung der Strömung und demgemäß einer Druckerhöhung, was eine Rückströmung und Ablösung zur Folge hat. Dies wurde bereits in 2.1.2 diskutiert.

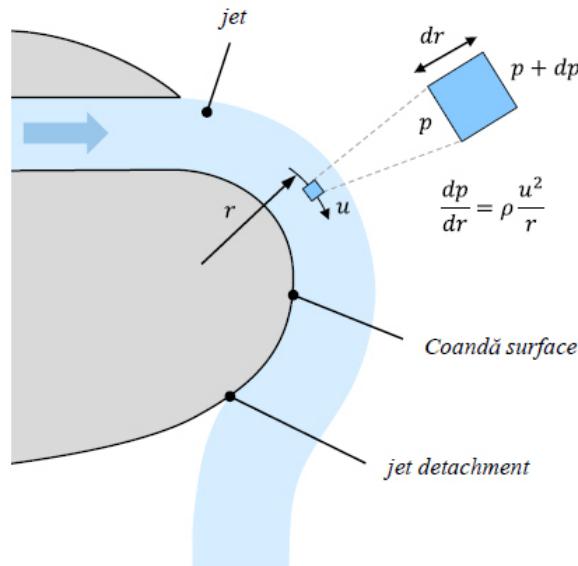


Abbildung 2.5: Skizze zum Coandâ-Effekt [19]

Tritt ein Freistrahlgang in ein ruhendes Fluid ein, reißt er an dessen Rändern das umgebende Medium mit. Um die Kontinuitätsbedingung zu erfüllen, entsteht am Außenraum des Strahls eine Strömung zur Strahlmitte, was als Entrainment-Effekt bezeichnet wird. In der Nähe einer Körperkontur wird das Nachströmen des Mediums unterbunden. In der Folge entsteht an der Wand ein lokaler Unterdruck und somit ein Druckgradient dp quer zur Strömungsrichtung. Dies führt zu einer Umlenkung des Freistrahls in Richtung der Wand, wie in Abbildung 2.5 ersichtlich ist. In der Folge entsteht ein Wandstrahl, welcher sich an die Körperkontur anschmiegt [5].

Die Krümmung prägt dem Strahl eine Zentrifugalkraft auf, welche im Gleichgewicht mit der Resultierenden infolge des Druckgradienten dp steht. Eine Erhöhung der Wandkrümmung ruft jedoch eine stärkere Zentrifugalkraft hervor. Deshalb kann der Wandstrahl starken Krümmungen durch kleine Wandradien nicht folgen und löst ebenfalls ab [16].

Da es sich bei der Coandâ-Strömung um einen Wandstrahl handelt, gibt es zur Grenzschicht eine zusätzliche Reibungsschicht zum umgebenden Medium. Somit bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil wie in **Abbildung 6 einfügen!** aus.

Im zeitlichen Mittel ist die resultierende Zentrifugalkraft proportional zu $\frac{u^2}{r+y}$. Dabei ist die wirkende Zentrifugalkraft in der Nähe des Maximums des Geschwindigkeitsprofils des Wandstrahls proportional zu $\frac{U^2}{r+\frac{H}{4}}$. Sie ist somit aufgrund der höheren Geschwindigkeit größer als die Zentrifugalkraft auf Teilchen in der Nähe der Strahloberfläche und in der Nähe der Körperkontur.

An der Körperkontur ist die resultierende Zentrifugalkraft proportional zu $\frac{u^2}{r}$, an der Strahloberfläche jedoch nur zu $\frac{0,25 \cdot U^2}{r+H}$. Aus diesem Grund besteht die Tendenz von Teilchen in der Nähe der Maximalgeschwindigkeit, zum äußeren Rand und somit in das Gebiet der Strahlvermischung mit dem Umgebungsmedium abzudriften. Durch ihre geringere Zentrifugalkraft blockieren die Teilchen innerhalb des äußeren Randes jedoch die nach außen dringenden Teilchen und somit eine nach außen gerichtete Bewegung. Infolgedessen treffen zusätzliche Teilchen am Rand aufeinander, was feine Strahlvermischung befördert.

Ein entgegengesetztes Verhalten findet sich in der Nähe der Körperkontur. Den Teilchen in Wandnähe wird eine kleinere Zentrifugalkraft als im Strahlzentrum aufgeprägt. Weniger Kollisionen und somit eine geringere gegenseitige Beeinflussung benachbarter Teilchen sind die Folge. Dies reduziert den Turbulenzgrad verglichen mit einer ebenen Strahlströmung. Stromabwärts weitet sich die Mischbewegung vom Strahlrand zum Strahlkern und zur konturnahen Strömung aus, weshalb der Turbulenzgrad infolge der Strahlvermischung steigt [17].

Wie bereits oben erwähnt wurde, wird am freien Rand das umgebende Fluid mitgerissen, was gleichzeitig zu einer Reduktion der kinetischen Energie des Strahls führt. Die daraus resultierende Verlangsamung der Coandâ-Strömung sorgt dafür, dass die Ablöseneigung des Strahls mit der Lauflänge zunimmt [6]. Aus dieser Beobachtung heraus wurde der Anlegewinkel für Coandâ-Strömung an einem Zylinder durch Newman definiert [14]. Dieser beschreibt das Verhältnis vom Radius R der konvexen Körperkontur zur Ausdehnung h des Strahls. Die Ausdehnung h des Strahls wird durch die Spalthöhe bestimmt, weshalb der Anlegewinkel eine fundamentale Beziehung geometrisch signifikanter Größen der Coandâ-Flächen-Ausblasung beschreibt. Infolge höherer Zentrifugalkräfte bei großen Wandkrümmungen nimmt der Anlegewinkel bei kleinen $\frac{h}{R}$ und konstanten Ausblasimpuls zu. Wird die Spalthöhe kleiner, erhöht sich gemäß der Kontinuitätsgleichung die Ausblasgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeiterhöhung sorgt für eine Effektivierung des Entrainment-Effektes und in Folge dessen ebenfalls der Coandâ-Effekt [6].

2.3 Aktive Strömungsbeeinflussung (NB)

Stumpfe Körper haben meist ein stufenartiges Ende, an dem sich strömungsmechanische Nachteile ergeben. Deshalb soll durch eine Anpassung der Geometrie des Körpers oder durch die strukturelle Veränderung des Todwassers dieser ausgeglichen werden. Ziel ist es, den Basisdruck anzuheben und darüber den Druckwiderstand des Körpers zu verringern [11].

Die nachfolgende Arbeit konzentriert sich auf ein aktives Verfahren der Strömungsbeeinflussung, weshalb im folgenden einige bis jetzt realisierte Verfahren vorgestellt werden.

Bearman [11] hat als einer der ersten die aktive Strömungsbeeinflussung nachgewiesen. Abbildung 2.6 zeigt das verwendete Stumpfkörpermodell. Dabei ist als Besonderheit auf die poröse Basis A_0 hinzuweisen, durch die zusätzlich Luft am Ende des Körpers ausgestoßen wird. Es werden zwei Ausblasequerschnitte A_0 gewählt, einmal über fast die gesamte Fläche und einmal über knapp die Hälfte der Fläche in der Mitte angeordnet.

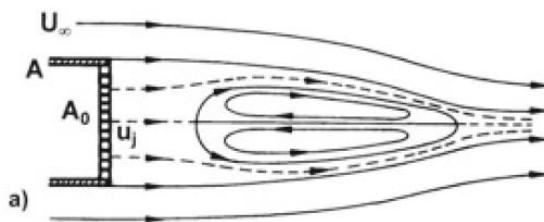


Abbildung 2.6: Stumpfkörper mit Ausblasung von Bearman [11]

Der Druck hinter dem Körper nimmt mit wachsendem Volumenstrom zu. Die austretende Luft sorgt dafür, dass die Strömungsablösung vom Körperende weggeschoben wird. Sie fungiert wie eine Trennplatte im Bereich der passiven Strömungsbeeinflussung. Durch die erst weiter hinten stattfindende Verwirbelung, fällt der Widerstand des Körpers ab.

Geropp und Odenthal beschreiben in [8] Experimente zur Einblasung am Ende eines Kraftfahrzeugs über zwei Schlitze mit Nutzung des Coandâ-Effekts (Abbildung 2.7).

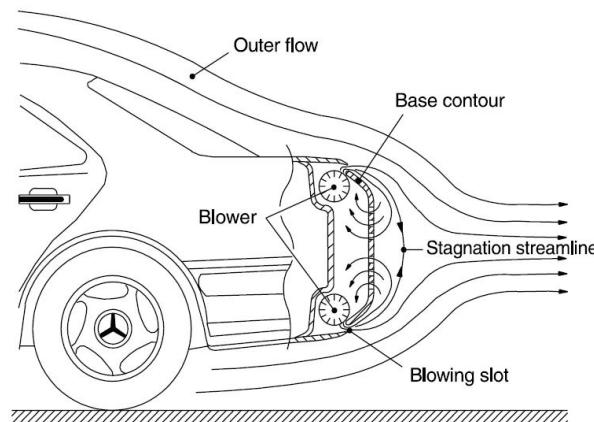


Abbildung 2.7: Stumpfkörper mit Ausblasung von Geropp [8]

Hierbei ist für die Beeinflussung der Grenzschicht die Ausblasung bei hohen Geschwindigkeiten erforderlich. Durch den Coandâ-Effekt wird die eingeblasene Luft in das Todwasser umgelenkt, wo sie wieder abgesaugt wird. Dadurch wird der Druck hinter dem Fahrzeug erhöht und der Gesamtwiderstand verringert. Die Experimente zeigen, dass eine Druckerhöhung von 50% und eine

Widerstandsverringerung um 10% möglich ist. Außerdem wird ein Energievorteil für moderate Ausblasgeschwindigkeiten mathematisch festgestellt.

In [1] wird zusätzlich zu den vorher beschriebenen Verfahren die Ausblasung gepulst durchgeführt. Dabei soll der Einfluss von Frequenz und Amplitude auf das Widerstandsverhalten untersucht werden.

In Abbildung 2.8 ist der schematische Aufbau der gepulsten Ausblasung dargestellt. Diese wird über Ventile realisiert, die eine Rechteckkurve mit einem duty cycle (weitere Erläuterungen in Kapitel 3) von 40% erzeugen. Direkt unter der Ausblasstelle wird zusätzlich noch eine Coandâ-Fläche befestigt.

Mit eher steigender Frequenz und steigender Amplitude, wurde eine Umlenkung der Grenzschicht

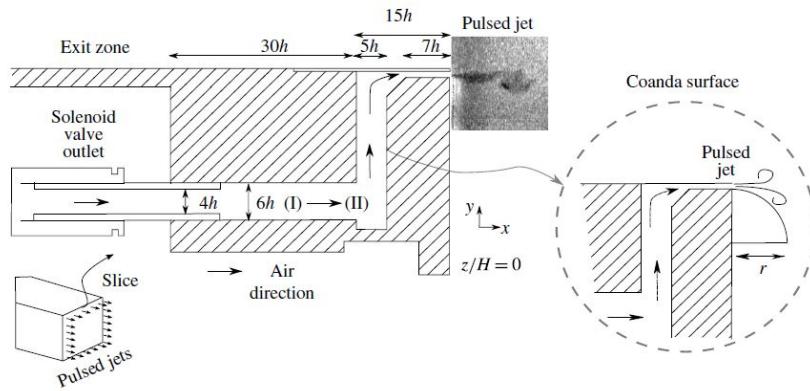


Abbildung 2.8: Ausblasung von [1]

beobachtet. Über eine gepulste Einblasung, nahe der natürlichen Ablösefrequenz der Strömung, kann nach [1] der Widerstand am meisten (10%) gesenkt werden. Bei zusätzlicher Nutzung der Coandâ-Fläche kann eine Reduktion von 20% erreicht werden.

Modi et al. [13] versucht durch drehende Zylinder den Widerstand zu reduzieren. Dabei benutzt [13] unterschiedliche Modelle. Für erste Versuche wird das Modell in Abbildung 2.9 benutzt und später der Truck aus Abbildung 2.11.

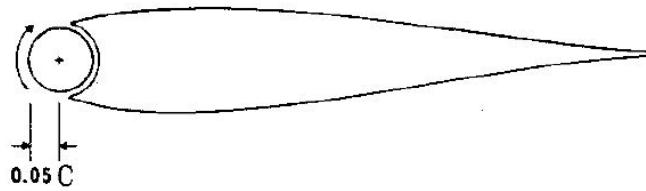


Abbildung 2.9: Stumpfkörpermodell mit Walze von Modi et al. [13]

Für den Körper in Abbildung 2.9 sind Strömungsbilder (Abbildung 2.10) aufgenommen worden. Diese sind mit einem Anstellwinkel des Körpers von 20 Grad entstanden. Das Verhältnis der Drehgeschwindigkeit der Zylinder U_c bzgl. der Anströmgeschwindigkeit U wurde variiert.

Auf den Strömungsbildern (Abbildung 2.10) kann gut gesehen werden, dass bei nicht rotierenden Zylindern $U_c/U = 0$ (oben links) die Ablösung stark ist im Vergleich zu $U_c/U = 4$ (unten rechts), hier drehen die Zylinder viermal schneller als die Anströmung.

Bei den Versuchen am Truckmodell sind die Zylinder zuerst angeordnet, wie in Abbildung 2.11 dargestellt. Bei dem ersten Versuch werden die Rauigkeiten der Zylinder variiert. Es gibt einen glatten Zylinder, einen mit einer Rauigkeit von 40 und einen mit 80. Außerdem wird wieder

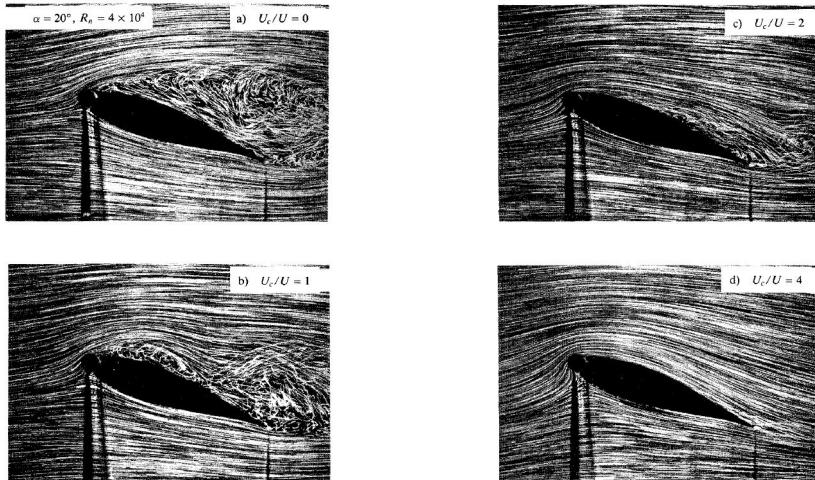


Abbildung 2.10: Strömungsbilder von Modi et al. [13]

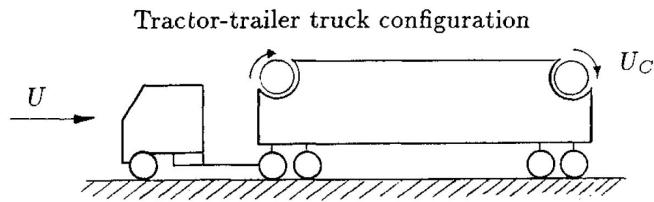


Abbildung 2.11: Erstes Truckmodell von Modi et al. [13]

das Verhältnis der Drehgeschwindigkeiten der Zylinder U_c bzgl. der Anströmgeschwindigkeit U für alle drei Fälle variiert. Daraus ergeben sich die Widerstandsreduktionen in Tabelle 2.1.

Da der hintere Zylinder keinen Impuls in die Grenzschicht einbringen kann, wurde ein zweites

Zylinder	Widerstandsreduktion [%]	U_c/U
glatt	5	2
Rauhigkeit 80	10	2.1
Rauhigkeit 40	13	2.1

Tabelle 2.1: Widerstandsreduktion bei Modi

Experiment mit anderer Konfiguration durchgeführt. Dabei wurde ein Zylinder mit spiralförmiger Rille in der Oberfläche und einer mit einer Vielkeil-Verzahnung, deren Rillen parallel zur Drehachse verlaufen, verwendet. Die Position des ersten Zylinders bleibt unverändert, der Zweite wird ans Ende des ersten Drittels der Truckoberseite positioniert (siehe Abbildung 2.12).

Der spiralförmige Zylinder erzielte das gleiche Ergebnis, wie der Zylinder mit einer Rauhigkeit von 40 im ersten Experiment. Der Vielkeil-Verzahnungszylinder hat allerdings einen großen Einfluss auf den Widerstand. Bei alleiniger Betrachtung des vorderen Zylinders wird eine Reduktion von 29% erreicht, beide Zylinder erreichen bis zu 41%.

In [9] wird eine rückwertsgewandte Stufe ein 2D-Modell und anschließend ein 3D-Modell (Abbildung 2.13) untersucht. Das besondere dabei ist die Anregungsform über einen Lautsprecher, der ein monofrequentes, sinusförmiges Anregungssignal durch kleine Löcher in die Strömung gibt. Über die Sinusfunktion wird erreicht, dass die eingeströmte Masse über eine Periode betrachtet gleich Null ist. Neben der Untersuchung im Windkanal wurde eine instationäre Simulation entwickelt und validiert, diese ermöglicht einen genaueren Einblick in die Wirbelstrukturen.

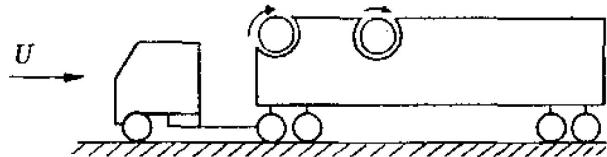


Abbildung 2.12: Zweites Truckmodell von Modi et al. [13]

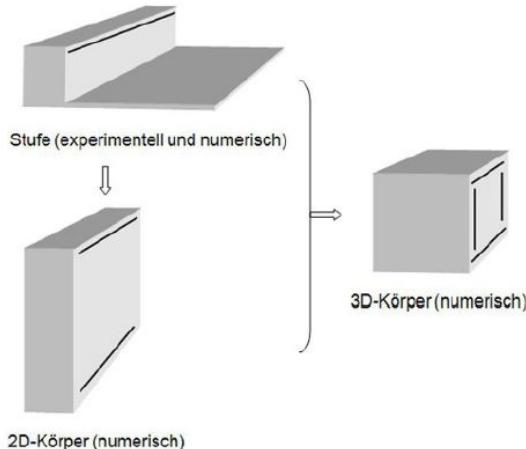


Abbildung 2.13: Modelle nach Gong [9]

Bei einer hochfrequenten Anregung kann die Bildung von Wirbeln unterdrückt werden. Dadurch wird der Druck hinter der Basis erhöht und der Luftwiderstand des Körpers sinkt.

Alle bisher vorgestellten Verfahren haben nur eine Steuerung des Vorgangs betrachtet. In [10] wird jetzt zusätzlich eine Regelung des Mechanismus der Strömungsbeeinflussung eingeführt. Dabei möchte man äußere Störungen mit berücksichtigen, die zum Beispiel sich gegenseitig beeinflussende Kraftfahrzeuge aufeinander haben.

Im Rahmen der Arbeit [10] wurden unterschiedliche Körper ähnlich zu denen in Abbildung 2.13 analysiert. An der rückärts gewandten Stufe wurde erfolgreich die Wideranlegelänge über einen segmentierten Schlitz an der Stufenkante geregelt. Außerdem konnte eine Unterdrückung von Störungen erreicht werden. Das Ganze wurde über eine Robuste Regelung realisiert.

Am stumpfen Körper wurde mit Hilfe einer Phasenregelung an Ober- und Unterseite eine Widerstandsreduzierung von bis zu 15% erreicht.

Die Tandemkonfiguration (zwei Körper hintereinander) wurde im Rahmen einer Machbarkeitsstudie [10] untersucht und für zukünftige Arbeiten als sinnvoll betrachtet. Dabei geht es um die Störeinflüsse, die der erste Körper auf den zweiten hat und wie dieser die Störung über eine Regelung beseitigen kann, sodass auch beim zweiten Körper eine Widerstandsreduzierung möglich ist.

Die Regelung stellt einen weiteren Schritt in Bezug auf eine Widerstandsreduktion von Stumpfkörpern dar. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Regelung nicht mit betrachtet, da erst das neue Konzept untersucht werden muss. Dieses kann dann evtl. in Zukunft um eine Regelung erweitert werden.

Kapitel 3

Konstruktion der rotierenden Walzen (NB)

Bevor das Experiment im Windkanal stattfinden kann, müssen die rotierenden Walzen für den Stumpfkörper konstruiert werden. Die Walzen sitzen am Ende des Körpers, wie in Abbildung 3.1 gezeigt. Es sind drei unterschiedliche Walzenpaare entstanden: ein glattes Walzenpaar, ein gezahntes Walzenpaar mit einem duty cycle von 33% und ein gezahntes Walzenpaar mit einem duty cycle von 50 %.

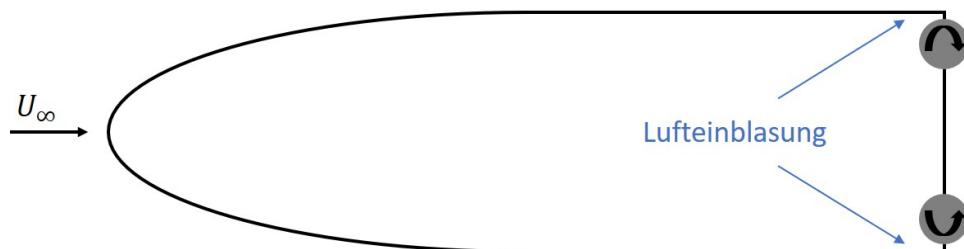


Abbildung 3.1: schematische Darstellung des VersuchsmodeLLs

Die rotierenden Walzen erfüllen die Aufgabe, der gepulsten Einblasung in die Strömung am Ende des Stumpfkörpers.

Die Walzen bestehen aus einer Aluminium Innenwelle und einem mit Presspassung verbundenen Teflonrohr. In dem Teflonrohr ist die entscheidende Zahngeometrie eingebracht. Für Konstruktion des Teflonrohrs mussten folgende Aspekte betrachtet werden:

1. Zahnform
2. Anzahl der Zähne
3. Zahnöffnung

3.1 Zahnform

Für die Wahl einer Zahnform muss erst das auf die Strömung aufgebrachte Signal festgelegt werden. Als Signale kommen dafür unterschiedliche Funktionen in Frage: Sinus-Funktion, Dirac-Impuls, Heaviside-Funktion usw..

Bei der endgültigen Wahl eines Signals ist der fertigungstechnische Aspekt ein weiterer wichtiger Parameter, der in diesem Fall die Wahl des Signals entschieden hat. Als finales Wellendesign

wurden die zwei Wellen aus Abbildung 3.2 gefertigt. Diese wurden gewählt, da eine Fräsbearbeitung des Teflonrohrs zu strömungsmechanisch ungünstigen Effekten geführt hätte. Der Fräser hat immer eine endliche Breite, sodass die Strömung durch die eventuell auftretenden minimalen Kanten zwischen den einzelnen Fräsbahnen gestört werden könnte. Somit wurde sich für eine Fertigung auf der Drehmaschine entschieden. Dabei wurden die Zahntäler über eine exzentrische Einspannung erreicht. Die Wahl für zwei Wellen wird im Folgenden näher betrachtet.

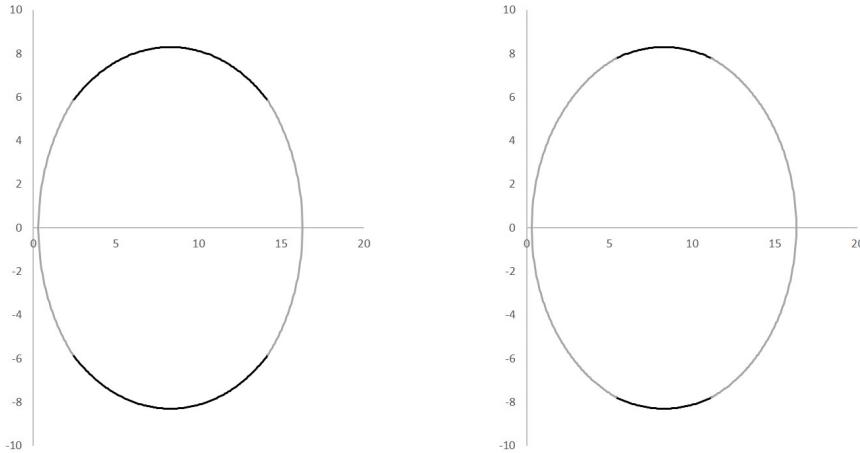


Abbildung 3.2: Querschnitt durch die finalen Walzen

Die Walzen Formen lassen sich über mehrere Kreisfunktion auf unterschiedlichen Intervallen darstellen (verschiedene Farben in Abbildung 3.2). Die linke Walze kann beschrieben werden über Gleichung 3.1.

$$\begin{aligned} f_1(x) &= \pm \sqrt{9,15^2 - (x - 9,45)^2} \quad x \in [0, 3; 2, 42] \\ g_1(x) &= \pm \sqrt{8,3^2 - (x - 8,3)^2} \quad x \in [2, 42; 14, 18] \\ h_1(x) &= \pm \sqrt{9,15^2 - (x - 7,15)^2} \quad x \in [14, 18; 16] \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die rechte Walze kann beschrieben werden über Gleichung 3.2.

$$\begin{aligned} f_2(x) &= \pm \sqrt{8,48^2 - (x - 8,78)^2} \quad x \in [0, 3; 5, 39] \\ g_2(x) &= \pm \sqrt{8,3^2 - (x - 8,3)^2} \quad x \in [5, 39; 10, 61] \\ h_2(x) &= \pm \sqrt{8,48^2 - (x - 7,82)^2} \quad x \in [10, 61; 16] \end{aligned} \tag{3.2}$$

Aus der Form der Walzen, die die Zahnform darstellen, lässt sich rückwirkend auf die Signalform schließen. Das Signal ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Ein Wert von 0.3 mm entspricht dabei einem offenen Signal, d.h. es wird Luft in den Spalt eingeblasen. Bei einem Wert von 0 mm findet keine Einblasung statt. In den Graphiken ist ein Signalverlauf für eine Viertelumumdrehung der Walze dargestellt. Aufgrund von Symmetrie folgt im weiteren ein spiegelverkehrter Verlauf und danach eine periodische Fortsetzung, wie in Abbildung 3.4 dargestellt.

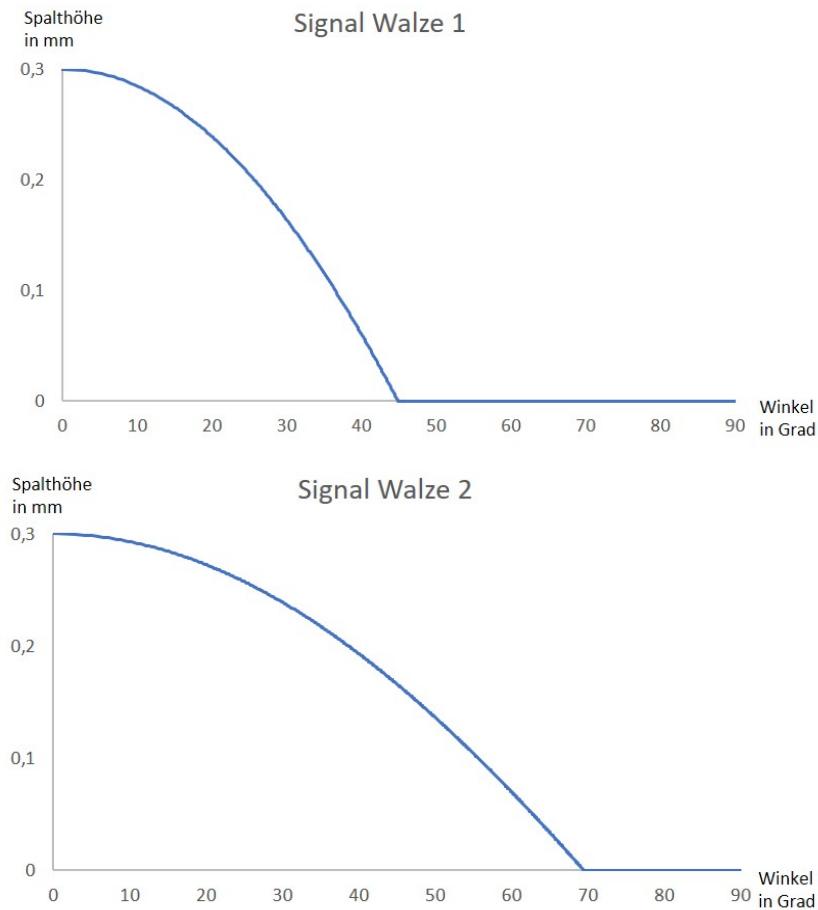


Abbildung 3.3: Signalverlauf der Walzen

3.2 Anzahl der Zähne

Als zweites wird im folgenden auf die Entscheidung der Anzahl der Zähne detaillierter eingegangen. Ein ausschlaggebender Punkt ist dabei, dass die Einblasung mit einer Frequenz in Umgebung der Ablösefrequenz der Strömung durchgeführt wird, besonders interessant ist eine Frequenz leicht oberhalb der Ablösefrequenz (siehe [15]). Außerdem soll die Drehzahl der Elektromotoren nicht über- bzw. unterschritten werden. Diese liegt maximal bei 3650 Umdrehungen pro Minute und minimal bei 100 Umdrehungen pro Minute.

Die Ablösefrequenz der Strömung kann über die dimensionslose Strouhal-Zahl berechnet werden. Die Stouhal-Zahl ist nach [12] definiert als

$$Str = \frac{f * D}{U_\infty} \quad (3.3)$$

Hierbei ist f die Ablösefrequenz der Strömung, D die Profildicke im breitesten Querschnitt und U_∞ die Anströmgeschwindigkeit des Windkanals.

Wenn man Gleichung 3.3 nach der gewünschten Variable umstellt (siehe Gleichung 3.4) und die gegebenen Werte aus Tabelle 3.1 einsetzt, erhält man

$$f = \frac{Str * U_\infty}{D} = \frac{0,23 * 15 \text{ m s}^{-1}}{0,0534 \text{ m}} = 64.61 \text{ Hz} \quad (3.4)$$

Aus der Frequenz, die mindestens erreicht werden soll, kann nun berechnet werden, wie schnell sich die Walze mit welcher Zähnezahl drehen muss. Das Ergebnis für unterschiedliche Zähne



Abbildung 3.4: Periodische Signale der Walzen

Parameter	Wert
Strouhal-Zahl	0,23
Anströmgeschwindigkeit	15 m s^{-1}
Profildicke	53,4 mm

Tabelle 3.1: Modellwerte für Frequenzberechnung

findet sich in Tabelle 3.2.

Anzahl der Zähne	Drehgeschwindigkeit der Welle [Hz]	Drehgeschwindigkeit der Welle [rpm]
1	64,61	3876,6
2	32,30	1938,0
4	16,15	969,0
6	10,77	646,2
8	8,08	484,8
10	6,46	387,6

Tabelle 3.2: Zähnezahlen mit zugehörigen Frequenzen

Aufgrund von Symmetrie und um dem möglichen entstehen einer Unwucht entgegen zu wirken, wurde sich für eine gerade Zähnezahl entschieden. Durch die benötigte ausreichend große Lücke zwischen den Zähnen um einen effektiven Luftausstoß zu gewährleisten, wurde sich für eine Zähnezahl von zwei pro Walze entschieden.

3.3 Zahnöffnung

Als dritten Aspekt der Zahngestaltung wird im folgendem die Zahnöffnung betrachtet. Es wurden zwei Walzen mit zwei unterschiedlichen duty cyclen gefertigt. Der duty cycle gibt den prozentualen Anteil der Zahnöffnung auf die gesamtmögliche Zahnöffnung (keine Zähne) an. Die Berechnungen des duty cycles für die erste Walze ist über Integration von Gleichung 3.1 und für die zweite Walze von Gleichung 3.2 an einer Viertelwalze erfolgt. Für die Berechnungen wird das MATLAB Skript aus Abbildung 3.5 verwendet. Somit ergibt sich für die erste Walze ein duty cycle von 33% und für die zweite von 50%.

```
%Berechnung der Zahnöffnung
%Exzentrizität 1
f=@(x) sqrt((9.15.*9.15)-((x-9.45).* (x-9.45)));
q=integral(f, 0.3, 2.42);

%Exzentrizität 2
%f=@(x) sqrt((8.48.*8.48)-((x-8.48-0.3).* (x-8.48-0.3)));
%q=integral(f, 0.3, 5.39);

%Teil 2
g=@(x) sqrt((8.3.*8.3)-((x-8.3).* (x-8.3)));
r=integral(g, 2.42, 8.3); %Schnittpkt anpassen

%Außenkreis 16,6mm
h=@(x) sqrt((8.3.*8.3)-((x-8.3).* (x-8.3)));
s=integral(g, 0, 8.3);

%Innenkreis 16mm
t = pi.* 8.*8 / 4;

%freie Fläche
zahnf=q+r-t;
spaltf=s-t-zahnf;

prozent = spaltf /(s-t);

%Ausgabe
disp(['Zahnöffnung ' num2str(prozent)]);
```

Abbildung 3.5: MATLAB Skript zur Berechnung der Zahnöffnung

Kapitel 4

Widerstandsbestimmung (FT)

Das Ziel dieser Arbeit ist es, festzustellen, ob die hybride aktive Strömungsbeeinflussung von stumpfen Körpern mittels gepulster Druckluftjets über zwei rotierende Coandâ-Walzen mit kleiner Zahnzahl an der Körperfückseite eine nennenswerte Widerstandsreduktion gegenüber dem Fall ohne Beeinflussung erzielt. Darüber hinaus soll getestet werden, ob die periodische Aktuierung gegenüber vorherigen Untersuchungen mit kontinuierlicher Ausblasung den Widerstand stärker senken kann und diese Form der Ausblasung effizienter als effizienter betrachtet werden kann.

Hierzu muss aus den Versuchsdaten einerseits die jeweiligen Widerstandswerte des Körpers bestimmt werden. Andererseits ist es erforderlich, abzuschätzen, ob diese Form der Strömungsmodifikation unter dem Schlussstrich Energie einsparen kann oder für die Aktuationsmechanismen möglicherweise sogar mehr Energie aufgewandt werden muss, als an Einsparung gewonnen werden kann. Zusätzlich ist es von Interesse zu bestimmen, wie groß der Impulsstrom ist, der durch die Aktuation in die Strömung eingebracht wird.

Die Gleichungen für diese Zwecke sollen in diesem Kapitel hergeleitet und erläutert werden.

4.1 Bestimmung des Widerstands mittels des Impulssatzes

Die Widerstandskraft W eines Körpers innerhalb einer Unterschallströmung besteht im Wesentlichen aus den beiden Anteilen Reibungswiderstand und Druckwiderstand. Bei schlanken Körpern dominiert der Reibungswiderstand der aus Schubspannungen in der Grenzschicht der Geometrie resultiert. Bei stumpfen Körpern hingegen dominiert fast ausnahmslos der Druckwiderstand, welcher seinen Ursprung wie bereits erwähnt in einer über den Körper schwankenden Druckverteilung hat.

Der Widerstand W eines stumpfen Körpers innerhalb einer Strömung macht sich als Impulsverlust derselben stromabwärts bemerkbar. Diese gesuchte Größe kann somit bestimmt werden, in dem der Geschwindigkeitsverlauf der Strömung im Nachlauf betrachtet und mittels des Impulssatzes ausgewertet wird.

Der Widerstand des Körpers selber lässt sich finden, wenn ein Kontrollvolumen wie in Abbildung 4.1 um den Körper gelegt und eine Impulsbilanz aufgestellt wird [11]. Es wird im Folgenden vereinfacht von einer horizontalen, inkompressiblen 2D-Strömung ausgegangen und der Impulssatz in x-Richtung

$$\rho \int_{(K)} v_x \, dQ = F_{Kx} + F_{Px} + F_{Sx} \quad (4.1)$$

betrachtet.

Die Dichte der umströmenden Luft wird hierbei mit ρ bezeichnet. Zudem entspricht in Gleichung 4.1 F_{Kx} den angreifenden Volumenkräften, F_{Px} der am freien Teil des Volumen angreifenden Oberflächenkräfte (Druckkraft) und F_{Sx} der Stützkraft.

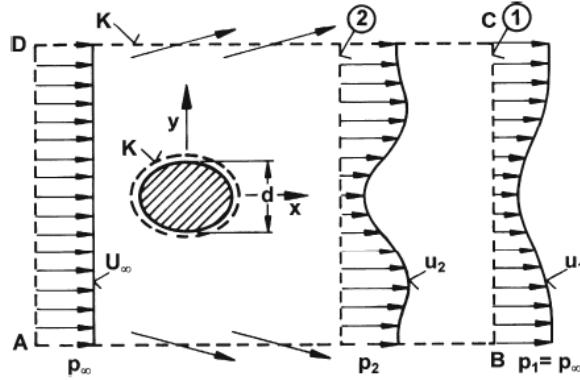


Abbildung 4.1: Kontrollvolumen K um einen Körper mit Geschwindigkeitsverteilungen $u(x,y)$ [11]

Die Volumenkraft F_{Kx} kann dabei zu null gesetzt werden, da die Strömung in Richtung x horizontal verläuft und auch abgesehen von der Gewichtskraft keine anderen Volumenkräfte wirken.

Wenn das Kontrollvolumen, wie es in Abbildung 4.1 zu sehen ist, weit genug ab vom Körper gelegt ist, herrscht an den Begrenzungsrändern AD, BC, AB und DC der konstante Druck p_∞ . Dies resultiert in einer Druckkraft $F_{Px} = 0$, da sich die Kräfte an den Rändern aufheben.

Die Stützkraft kann nun also dem Nettoimpulsfluss gleichgesetzt werden:

$$\rho \int_{(K)} v_x dQ = -\rho b \int u_1(u_\infty - u_1) dy = F_{Sx}. \quad (4.2)$$

Hier ist b die Breite des Modells senkrecht zur Zeichenebene und U_∞ die Geschwindigkeit der umgestörten Anströmung.

Die Stützkraft des festen Teils des Kontrollvolumens - also des Stumpfkörpers - hängt mit dem Widerstand in der Form

$$W = -F_{Sx} \quad (4.3)$$

zusammen. W ist also gleich der Stützkraft mit negativem Vorzeichen.

Daraus folgt der Ausdruck für den Widerstand zu

$$W = \rho b \int u_1(u_\infty - u_1) dy. \quad (4.4)$$

Der Widerstand lässt sich für bessere Vergleichbarkeit dimensionslos über den Widerstandsbeiwert C_w ausdrücken. Dieser ist als

$$C_w = \frac{W}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 bd} \quad (4.5)$$

definiert.

Nach Einsetzen der Gleichung 4.4 ergibt sich für den Widerstandsbeiwert

$$C_w = \frac{2}{U_\infty^2 d} \int u_1(U_\infty - u_1) dy. \quad (4.6)$$

Mit Hilfe dieser Formeln kann dann ein mögliche Reduktion des Widerstandsbeiwertes festgestellt werden.

Um den Geschwindigkeitsverlauf zu bestimmen, können mehrere Methoden angewandt werden, wobei im Rahmen dieser Arbeit die Geschwindigkeiten aus den dynamischen Drücken ermittelt werden.

Der Messrechen im Nachlauf liefert hierzu statische Drücke und Totaldrücke.

Da die Wirbel an der Körperrückseite periodisch ablösen, erwarten wir am Ort der Messungen - sprich im Nachlauf - ebenfalls periodische Druckschwankungen. Von Relevanz für die zu untersuchenden Fragestellung sind dabei allerdings nur die Mittelwerte dieser Messungen über mehrere Perioden. Diese werden für die einzelnen Sonden in der Form

$$\bar{p} = \sum_{i=0}^n \frac{p_i}{n} \quad (4.7)$$

zeitlich gemittelt. Die Summe aller über einen Zeitraum genommenen Drücke p_i wird hierbei durch die Anzahl n dieser Drücke innerhalb dieses Zeitraums geteilt. Diese Mittlung gleicht zudem in gewissem Maße das unvermeidbare Messrauschen aus.

Über den die Definition des dynamischen Drucks q bzw. den Zusammenhang

$$u_1(y) = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_g - p_\infty)} = \sqrt{\frac{2}{\rho}q(y)} \quad (4.8)$$

lässt sich wie oben beschrieben der Geschwindigkeitsverlauf aus den gemessenen Drücken bestimmen und in Gleichung 4.6 einsetzen.

Wobei u_1 die Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf in Abhängigkeit der y-Koordinate und q der gemessene dynamische Druck ist.

Diese gesamte Vorgehensweise zur Bestimmung des Widerstands ist legitim, wenn an der Messstelle im Nachlauf näherungsweise angenommen werden kann, dass der statische Druck wieder p_∞ entspricht. In diesem Fall heben sich die Druckterme im Impulssatz auf beiden Seiten des Kontrollvolumens gegenseitig auf. Wird die Nachlaufdelle hingegen näher am Körper gemessen, weicht der dort gemessene statische Druck von p_∞ ab. Solche Abweichungen lassen sich durch die messtechnische Anordnung nicht vermeiden - können nach *B.M. Jones*, wie sie beispielsweise bei *Schlichting* [18] zu finden ist, aber durch eine Korrektur berücksichtigt werden.

Hierbei werden die Drücke, die theoretisch an einem Querschnitt 1 Abbildung 4.1 weit genug weg vom Körper und somit von der statischen Druckabweichung herrschen, auf Drücke zurückgeführt, die näher am Körper tatsächlich gemessen werden. Der neue Querschnitt, bei welchem die Messung stattfindet, erhält den Index (2).

Der Widerstand in diesem Fall ergibt sich zu

$$W = 2b \int \sqrt{p_{t2} - p_2} (\sqrt{p_{t\infty} - p_\infty} - \sqrt{p_{t2} - p_\infty}) dy_2. \quad (4.9)$$

Wobei p_{t2} und $p_{t\infty}$ dem Totaldruck im Nachlaufquerschnitt bzw. dem Totaldruck der ungestörten Anströmung entspricht.

Für den Widerstandsbeiwert erhält man

$$C_w = 2 \int_{(2)} \sqrt{\frac{p_{t2} - p_2}{q_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{p_{t2} - p_\infty}{q_\infty}} \right) d\left(\frac{y}{d}\right). \quad (4.10)$$

Der Rechen, der die Druckverläufe liefert, muss zu diesem Zwecke so platziert werden, dass die Nachlaufdelle komplett aufgenommen wird.

4.2 Effizienzbetrachtung und Impulskoeffizient

4.2.1 Impulskoeffizient

Der Impulskoeffizient C_μ wird als Maß für die Intensität der Ausblasung verwendet und ist im Falle von kontinuierlicher Ausblasung als

$$C_\mu = 2 \frac{\dot{m}_{jet} \cdot U_{jet}}{\frac{1}{2} \rho_\infty \cdot U_\infty^2 \cdot A_{ref}} \quad (4.11)$$

definiert[4]. Dabei entspricht \dot{m}_{jet} dem Massenstrom, der durch die Spalte ausgeblasen wird. U_{jet} bezeichnet die Geschwindigkeit dieses Ausblasestroms. A_{ref} wiederum dient als Bezugsfläche. Im Falle des getesteten Stumpfkörpers wird als A_{ref} die projizierte Fläche der Körperhöhe verwendet, da beispielsweise der Druckwiderstand einen proportionalen Zusammenhang zu dieser für stumpfe Körper charakteristischen Fläche besitzt.

Die Periodizität der Ausblasung im Falle kann zusätzlich im Impulskoeffizienten berücksichtigt werden und führt letztendlich auf die Form [3]

$$\langle C_\mu \rangle = \frac{\rho_{jet} \langle U_{jet}^2 \rangle \langle A_{Spalt} \rangle}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 A_{ref}}. \quad (4.12)$$

In Gleichung 4.12 steht der $\langle \rangle$ -Operator für die jeweiligen zeitlichen Mittelwerte und A_{Spalt} bezeichnet die Fläche des Ausblasespalts.

Da sowohl Plenumsdruck und somit auch die Ausblasegeschwindigkeit U_{jet} , als auch der Spaltquerschnitt über die Umdrehung der Walzen schwanken, müssen diese Einflüsse wie in Gleichung ?? Eingang in die Formel für C_μ im Falle der periodischen Aktuation finden.

Für das mit der Zeit variierende A_{Spalt} wird die mittlere Spalthöhe, die sich von dem Zeitpunkt der Öffnung des Spalts bis zu dem Zeitpunkt, an dem der Spalt gerade wieder geschlossen ist, ermittelt. Durch die Betrachtung des in Abschnitt ?? dargestellten Spalthöhenverlaufs ergibt sich ein $\langle h_{Spalt,offen} \rangle$ von ca. 0,18 mm.

Die mittlere Spalthöhe über eine komplette Umdrehung ergibt sich durch die Multiplikation mit dem Tastgrad α .

U_{jet} muss im Falle der neu erprobten Testkonfiguration über die Plenumsdrücke berechnet werden. Zunächst werden aus den kontinuierlich ermittelten Messwerten für die beiden Drücke p_{Plenum} mittlere Werte gebildet, die als Ausgangspunkt der Berechnung dienen.

Wir gehen weiterhin davon aus, dass der im Plenum vorhandene Druck vollständig in dynamischen Druck umgesetzt wird:

$$\langle p_{Plenum} \rangle = q_{jet} \quad (4.13)$$

Da wir von einer inkompressiblen Strömung ausgehen, kann die Geschwindigkeit $\langle U_{jet} \rangle$ nun als

$$\langle U_{jet} \rangle = \sqrt{\frac{2\langle p_{Plenum} \rangle}{\rho_{jet}}} = \sqrt{\frac{2\langle p_{Plenum} \rangle}{\rho_\infty}} \quad (4.14)$$

ausgedrückt werden.

Darüber hinaus muss wie bereits erwähnt der Tastgrad (engl: Duty-Cycle) des Signals der Walzen α mit betrachtet werden. Bei den getesteten Walzen folgt für 50 % Tastgrad, dass die Ausblasung zumindest theoretisch exakt über die Hälfte einer Walzenumdrehung erfolgt.

Wenn nun zusätzlich bedacht wird, dass über zwei als gleich angenäherte Spalte ausgeblasen wird, kürzt sich dieser Faktor 2 genau mit dem Tastgrad und wir erhalten als modifizierten Impulskoeffizienten für die zweite Konfiguration

$$\langle C_\mu \rangle = \frac{\rho_{jet} \langle U_{jet}^2 \rangle \langle A_{Spalt} \rangle}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 A_{ref}} = \frac{2 \langle p_{Plenum} \rangle \langle h_{Spalt, offen} \rangle \cdot b_{Spalt}}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 A_{ref}} \quad (4.15)$$

Mittels des Impulskoeffizienten kann die Effektivität der Ausblasung beschrieben werden. Auch für den Vergleich zwischen den untersuchten Walzenpaaren und mit den Daten von [2] ist die Betrachtung des Impulskoeffizienten maßgeblich.

4.2.2 Leistungskoeffizient und Leistungsrate

Eine alleinige Betrachtung und ein Vergleich der C_w -Werte für den Fall ohne Druckluftzuführung und rotierende Walzen, sowie den Fall mit aktiver Stromungsbeeinflussung ist nicht ausreichend, um eine vollständige Bewertung der unterschiedlichen Konfigurationen vorzunehmen.

Die durch eine Widerstandsreduktion bedingte Leistungseinsparung im Anwendungsfall könnte durchaus durch die extern aufzubringende Leistung für Druckluft und Walzenrotation ausgeglichen oder übertroffen werden, sodass letztendlich zusätzliche Energie aufgebracht und der Zweck der Anwendung verfehlt würde.

Ob diese Form der Stromungsbeeinflussung also eine reale Netto-Leistungseinsparung zur Folge hat, muss folglich durch andere Kennzahlen quantifiziert werden.

Zunächst verwenden wir für die Effizienzbetrachtung eine Leistungsrate PR , die als

$$PR = \frac{(W_0 - W) \cdot U_\infty}{\frac{1}{2} \dot{m}_j u_j^2 + P_M} \quad (4.16)$$

eingeführt wird.[7]

Der Zähler drückt die eingesparte Widerstandsleistung des Falls mit aktiver Stromungsbeeinflussung im Vergleich mit dem neutralen Fall aus. Dieser Term quantifiziert somit, in welchem Umfang die Energiedissipation in der Strömung im zweiten Versuch reduziert wurde.

Der Nenner hingegen repräsentiert hingegen die Leistung welche dem Modell bzw. der Strömung von externer Quelle zugeführt werden muss, um den gewünschten Effekt zu erzielen.

Der erste Summand $\frac{1}{2} \dot{m}_j u_j^2$ charakterisiert die kinetische Leistung der Druckluft-Jets, die durch die Spalte ausgeblasen werden. Diese Darstellung vernachlässigt, dass die Druckluftbeaufschlagung in den Leitungen Verluste mit sich trägt und auch der Kompressor selber keinen optimalen Wirkungsgrad besitzt. Somit handelt es sich bei diesem Term um die idealisierte Jet-Leistung.

Der zweite Summand P_M ist die kombinierte Motorleistung und trägt dem Zustand Rechnung, dass die rotierenden Walzen von zwei Elektromotoren angetrieben werden müssen. Diese sind für den Ausgleich der an den Walzen auftretenden Widerständen wie Reibung an den Lagern zuständig. Diese Leistung wird mittels eines Leistungsmessgeräts ermittelt und manuell für die Versuchsreihen notiert.

Des Weiteren wird als weitere Größe noch der Leistungskoeffizient C_{Power} benötigt, welcher als

$$C_{Power,jet} = \frac{E_{jet}\dot{m}_{jet} + p_{jet}U_{jet}A_{jet} - (E_p\dot{m}_p + p_pU_pA_p)}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^3 A_{ref}} \quad (4.17)$$

mit

$$E = c_v T + \frac{U^2}{2} \quad (4.18)$$

definiert ist.[11]

Größen mit Index p entsprechen dabei den Größen innerhalb des Plenums, in dem die Strömung nicht kontrahiert wird. Des Weiteren bezeichnet c_v die spezifische Wärmekapazität von Luft bei konstantem Volumen, T die Temperatur der Luft und U die Geschwindigkeit.

Dieser Koeffizient drückt das Verhältnis der aufzubringenden Leistung durch die Aktuation zur in der Antströmung vorhandenen Leistung aus.

Im Rahmen dieser Versuche wenden wir auf Gleichung 4.17 einige Vereinfachungen an.

Zunächst treffen wir die Annahmen, dass die Temperatur innerhalb des ausgeblasenen Luftstroms der Temperatur im Plenum entspricht

$$T_{jet} = T_{Plenum} \quad (4.19)$$

und wir näherungsweise davon ausgehen können, dass im Plenum keine Strömungsgeschwindigkeit

$$U_{Plenum} = 0 \quad (4.20)$$

vorliegt.

Des Weiteren nehmen wir, wie zuvor, an, dass die Strömung inkompressibel ist und somit

$$\rho_{jet} = \rho_{Plenum} = \rho_\infty \quad (4.21)$$

gilt.

Damit folgt für den Leistungskoeffizienten der Ausblasung

$$C_{Power,Jet} = \frac{\frac{1}{2}U_{jet}^2 \cdot \dot{m}_{jet} + p_{jet}U_{jet}A_{jet}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^3 A_{ref}}. \quad (4.22)$$

Im Falle periodischer Ausblasung muss anstatt A_{jet} wieder $\langle A_{jet} \rangle$ verwendet werden.

Neben der Ausblasung wird auch der Aktuation durch die Walzen ein Leistungscoefficient zugewiesen, welcher als

$$C_{Power,M} = \frac{P_M}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^3 A_{ref}} \quad (4.23)$$

definiert wird. P_M entspricht wieder der kombinierten Leistung der beiden Motoren.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchungen im Windkanal (KK)

5.1 Windkanalbeschreibung

Für die experimentellen Untersuchungen steht der LNB (Leiser Niedergeschwindigkeitskanal Braunschweig) vom Institut für Strömungsmechanik der technischen Universität Braunschweig zur Verfügung.

Dieser ist an beiden Enden offen und wird durch die Umgebungsluft im Raum versorgt, was als Eiffel-Bauart bezeichnet wird. (Abbildung 5.1). Durch eine besondere Art der Polsterung bzw. Schalldämpfer und einen geräuscharmen Elektroantrieb, ist dieser Windkanal so für einen möglichst leisen Betrieb konstruiert worden.



Abbildung 5.1: LNB-ISM TU Braunschweig

Testkörper, die für die Untersuchung eine maximale Anströmgeschwindigkeit von 20 m/s benötigen und die passende Größe haben, sind für Versuche in diesem Windkanal geeignet.

5.2 Messtechnik

Nicht nur bei der Versuchsvorbereitung, sondern auch während des Versuchs werden Messgeräte und Einrichtungen benötigt, ohne die eine sinnvolle Untersuchung und rechnerische Ermittlungen der Versuchspараметer nicht möglich ist.

Hier wird auf die für den Versuch eingesetzten Messmittel und deren Funktionsweisen eingegangen.

5.2.1 Messuhr

Die Messuhr wird für die Messung der Längendifferenzen oder auch Längen eingesetzt. Mit einer üblichen Genauigkeit von $10 \mu\text{m}$ und einem Messbereich von 5 bis 60 mm eignen sich die Messuhren für Parallelitäts- und Ebenheitsmessungen.

5.2.2 Fischmaul-Sonde

Die Fischmaul-Sonde ist im Prinzip ein an der Spitze plattgedrücktes Pitot-Rohr. Sie eignet sich am besten für Staudruckmessungen an bzw. in angeströmten Spalten.

5.2.3 Statische Sonde

Die statische Sonde besitzt nur Bohrungen, die tangential zur Strömung sind und deshalb nur $\frac{1}{4}\pi r$ die Messung des statischen Drucks geeignet sind. Damit die Bohrungen möglichst keinen dynamischen Anteil messen, müssen sie sich weit genug entfernt von der Sondenspitze befinden, da in und nach diesem Bereich, die Strömung umgelenkt wird und lokal nicht mehr tangential zu den Bohrungseintrittsflächen steht.

5.2.4 Prandtl-Sonde

Diese Sonde kombiniert die statische Sonde und das Pitot-Rohr. Die von der seitlichen Bohrungen gemessenen Drücke laufen im inneren System gegen den an der Spitze gemessenen Staudruck. So mit wird der statische Druck vom Gesamtdruck abgezogen und der dynamische Druck erhalten. Durch weitere Rechnungen ist es möglich, mittels dynamischen Drucks die Anströmgeschwindigkeiten zu berechnen.

5.2.5 Drehzahlmesser

5.2.6 PSI-Anlage

5.3 Versuchsvorbereitung

Kapitel 6

Versuchsauswertung

6.1 Referenzmessungen und Ergebnisse bei konstanter Aktuation

6.2 Periodische Aktuation

6.2.1 Ausrichtungsmessungen (FT)

Um die periodische Aktuation zu ermöglichen, werden die glatten, zylindrischen Wellen aus Aluminium gegen die in Abschnitt 3 beschriebenen Wellen getauscht.

Nach dem Einbau wurde erneut die Druckverteilung auf der Oberfläche des Modells vorgenommen, um eine optimale Postion des Modells ohne Anstellwinkel zu gewährleisten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.1 zu sehen.

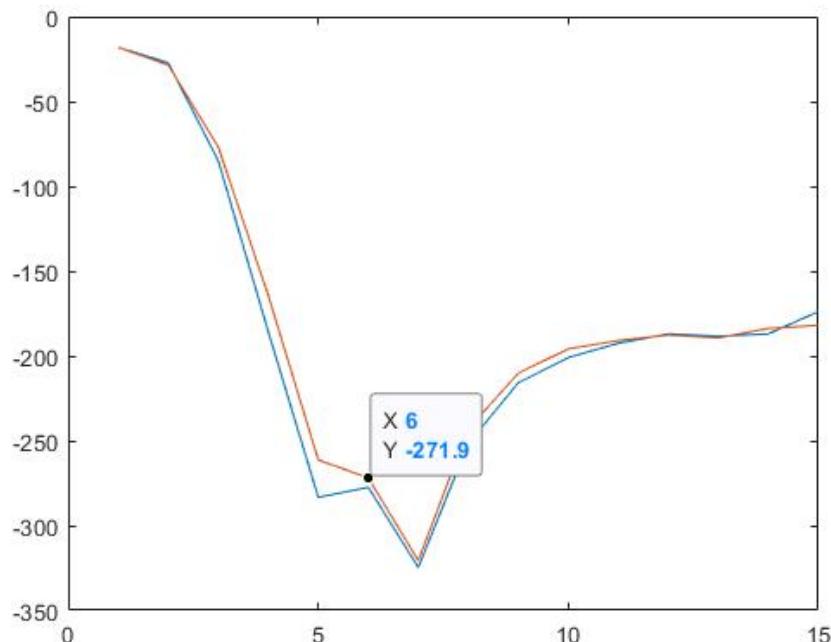


Abbildung 6.1: Oberflächendrücke beim eingebauten Modell mit Teflonwalzen

Die Drucke an der Ober- und Unterseite sind hier wieder gespiegelt und übereinandergelegt

dargestellt. Der erste Messpunkt entspricht dabei der Druckmessbohrung, die mittig an der Vorderseite eingebracht ist.

Die größte Abweichung erfährt der Druck an Ober- und Unterseite genau dort, wo auf beiden Seiten das Zackenband angebracht wurde. Der lokale, jeweilige Abstand der Druckmessbohrung zum Zackenband ist allerdings oben und unten nicht komplett einheitlich. Dies hat zur Folge, dass das Strömungsverhalten an diesen Orten voneinander abweicht, wodurch die Differenz zu erklären ist. Da die Druckmessbohrungen im Folgenden keine große Relevanz haben, ist diese Ungleichmäßigkeit kein Problem.

Weiterhin ergibt sich allerdings im Unterschied zu den Messungen der Oberflächendrücke in Abschnitt 6.1 eine leichte Druckerhöhung an der Oberseite zur letzten Druckmessbohrung hin. Auch in der Arbeit von *Bilges* [2], die das gleiche Modell als Gegenstand der Untersuchung hatte, ist eine ähnliche Entwicklung bei niedrigeren Reynolds-Zahlen als 50.000 zu sehen gewesen. Die beschriebene Tendenz war aber bei höheren Reynolds-Zahlen wieder kaum wahrnehmbar.

Diese Erscheinung ließ sich auch nach Überprüfung der Schläuche und Bohrungen auf Verunreinigungen bzw. Verstopfungen und mehreren Nachjustierungen der Modellposition nicht beseitigen.

Auch der mögliche Einfluss der oberen und unteren Walze auf diese Werte durch etwaiges leichtes Aufbiegen der Spalte in variierenden Walzenstellungen wurde ohne positive Veränderung getestet.

Das Auseinanderstreben der Messwerte ist somit wahrscheinlich auf die in [2] angeführten einseitigen Fertigungstoleranzen und Unebenheiten zurückzuführen, welche je nach individueller Einstellung der Spalte bei den verschiedenen Walzenpaaren unterschiedlich stark zum Vorschein kommen.

Da an den anderen Messpunkten Ober- und Unterseite sehr ähnliche Werte liefern, kann davon ausgegangen werden, dass das Modell symmetrisch in der Anströmung platziert ist.

Die eigentlichen Messreihen gestalteten sich bei dieser Konfiguration aus verschiedenen Gründen als schwieriger und aufwändiger als bei der Konfiguration aus Abschnitt 6.1.

Damit lokale

Phasenungleichheit bei der Wellenrotation.:

Da nicht ausgeschlossen werden kann, dass die beiden Walzen beim Hochfahren der Drehzahl asynchron laufen und sich eine phasenversetzte Aktuation an Ober- und Unterseite ergibt, wurden zu jeder Kombination der Messparameter mehrere Messungen durchgeführt.

Eine

6.3 Effizienzbetrachtung

Kapitel 7

Fazit

Literaturverzeichnis

- [1] D. Barros, Jacques Borée, Bernd R. Noack, Andreas Spohn, and Tony Ruiz. Bluff body drag manipulation using pulsed jets and coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 805:422–459, 2016.
- [2] S. Bilges. *Experimentelle Untersuchung einer neuartigen hybriden Coanda-Aktuierung an einem Stumpfkörper*. Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2018.
- [3] T. Chabert, J. Dandois, and É. Garnier. Experimental closed-loop control of flow separation over a plain flap using slope seeking. *Experiments in Fluids*, 55(8):1, 2014.
- [4] Yosef El Sayed M., N. Beck, P. Kumar, R. Semaan, and R. Radespiel. Challenges in the experimental quantification of the momentum coefficient of circulation controlled wings. In A. Dillmann, G. Heller, E. Krämer, C. Wagner, S. Bansmer, R. Radespiel, and R. Semaan, editors, *New results in numerical and experimental fluid mechanics XI*, volume 136 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, pages 533–543. Springer, Cham, 2018.
- [5] H. Fernholz. *Zur Umlenkung von Freistrahlen an konvex gekrümmten Wänden*. Forschungsbericht Nr. 66-21. Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, 1966.
- [6] S. Fischer. *Untersuchung ebener Verdichtergitter mit aktiver Zirkulationskontrolle an der Hinterkante*. PhD thesis, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2011.
- [7] J. B. Freund and M. G. Mungal. Drag and wake modification of axisymmetric bluff bodies using coanda blowing. *Journal of Aircraft*, 31(3):572–578, 1994.
- [8] D. Geropp and H.-J. Odenthal. Drag reduction of motor vehicles by active flow control using the coanda effect. *Experiments in Fluids*, 28(1):74–85, 2000.
- [9] J. Gong. *Grundlagenuntersuchung zur aktiven Beeinflussung der abgelösten Strömungen*. Phd, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2015.
- [10] L. Henning. *Regelung abgelöster Scherschichten durch aktive Beeinflussung*. Phd thesis, Technische Universität Berlin, Berlin, 2008.
- [11] W.-H. Hucho. *Aerodynamik der stumpfen Körper: Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. Strömungsmechanik. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2., vollst. überarb. und erw. aufl. edition, 2011.
- [12] A. Leder. *Abgelöste Strömungen Physikalische Grundlagen*. Grundlagen und Fortschritte der Ingenieurwissenschaften / Fundamentals and Advances in the Engineering Sciences. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1992.
- [13] V. J. Modi, M. S. U. K. Fernando, and T. Yokomizo. Moving surface boundary-layer control - studies with bluff bodies and application. *AIAA Journal*, 29(9):1400–1406, 1991.

- [14] B.G. Newman. *The deflection of plane jets by adjacent boundaries - coanda effect.* In: Lachmann, Boundary Layer and Flow Control. Pergamon Press, 1961.
- [15] P. Oswald. *Experimental investigations of active and passive drag-reducing devices over a D-shaped bluff body.* Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2017.
- [16] H. Riedel. *Grundzüge der Strömungsvorgänge beim Anlegen und Abreißen eines Flachstrahls bei der Umströmung eines Flügelprofils (Coanda-Effekt).* Forschungsbericht Nr. 71-46. Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, 1971.
- [17] H. Riedel. *Experimentelle Untersuchung der Strahlströmung über ein Tragflügelprofil (Coanda-Effekt).* Forschungsbericht Nr. 73-98. Institut für Angewandte Gasdynamik, Porz-Wahn, 1973.
- [18] H. Schlichting and E. Truckenbrodt. *Aerodynamik des Flugzeuges: Erster Band: Grundlagen aus der Strömungstechnik Aerodynamik des Tragflügels (Teil I).* Klassiker der Technik. Springer, Berlin and Heidelberg, 3. auflage edition, 2001.
- [19] K. Stadlberger. *Modelling and Performance Aspects of Coandâ Flap Systems.* Phd thesis, Technische Universität München, München, 2016.

Abbildungsverzeichnis

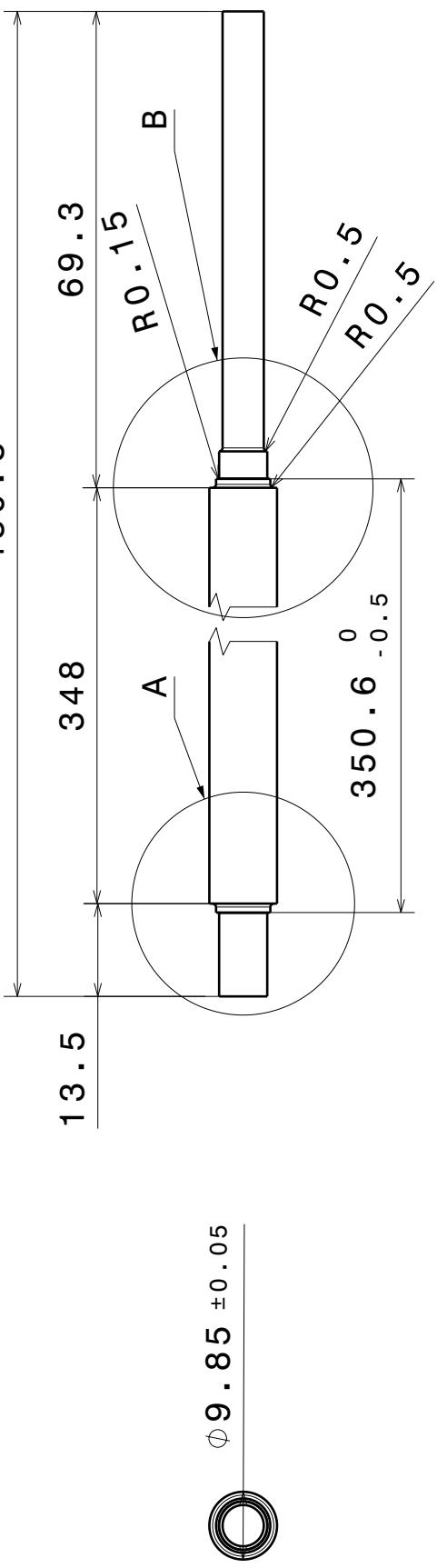
2.1	elliptische Zylinder unterschiedlicher Dickenverhältnisse im Rauchkanal [11]	3
a	$\sigma = 0,13$	3
b	$\sigma = 0,26$	3
c	$\sigma = 0,5$	3
2.2	Stromlinienbild eines schlanken Körpers im Rauchkanal [11]	4
2.3	Stromlinienbild eines stumpfen Körpers im Rauchkanal [11]	4
2.4	Nachlauf eines a) schlanken Körpers und eines b) stumpfen Körpers [11]	4
2.5	Skizze zum Coandă-Effekt [19]	5
2.6	Stumpfkörper mit Ausblasung von Bearman [11]	7
2.7	Stumpfkörper mit Ausblasung von Geropp [8]	7
2.8	Ausblasung von [1]	8
2.9	Stumpfkörpermodell mit Walze von Modi et al. [13]	8
2.10	Strömungsbilder von Modi et al. [13]	9
2.11	Erstes Truckmodell von Modi et al. [13]	9
2.12	Zweites Truckmodell von Modi et al. [13]	10
2.13	Modelle nach Gong [9]	10
3.1	schematische Darstellung des VersuchsmodeLLS	11
3.2	Querschnitt durch die finalen Walzen	12
3.3	Signalverlauf der Walzen	13
3.4	Periodische Signale der Walzen	14
3.5	MATLAB Skript zur Berechnung der Zahnöffnung	15
4.1	Kontrollvolumen K um einen Körper mit Geschwindigkeitsverteilungen u(x,y) [11]	17
5.1	LNB-ISM TU Braunschweig	23
6.1	Oberflächendrücke beim eingebauten Modell mit Teflonwalzen	25

Tabellenverzeichnis

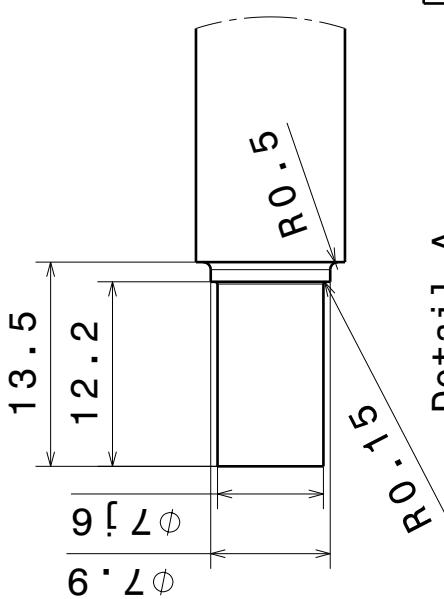
1.1	Initialien der beteiligten Personen	1
2.1	Widerstandsreduktion bei Modi	9
3.1	Modellwerte für Frequenzberechnung	14
3.2	Zähnezahlen mit zugehörigen Frequenzen	14

Anhang A

Technsiche Zeichnungen (NB, TG)



Detail B
Maßstab: 2:1



Detail A
Maßstab: 2:1

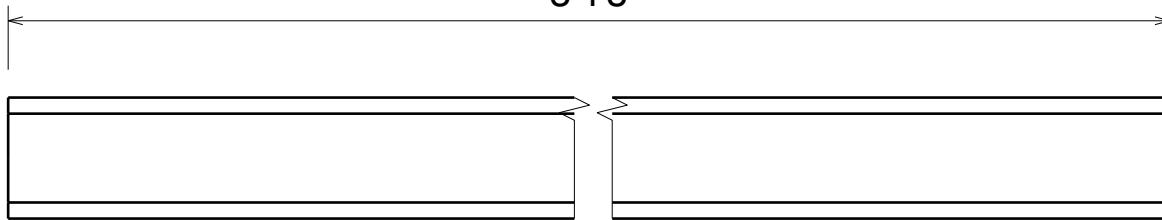
D

C

B

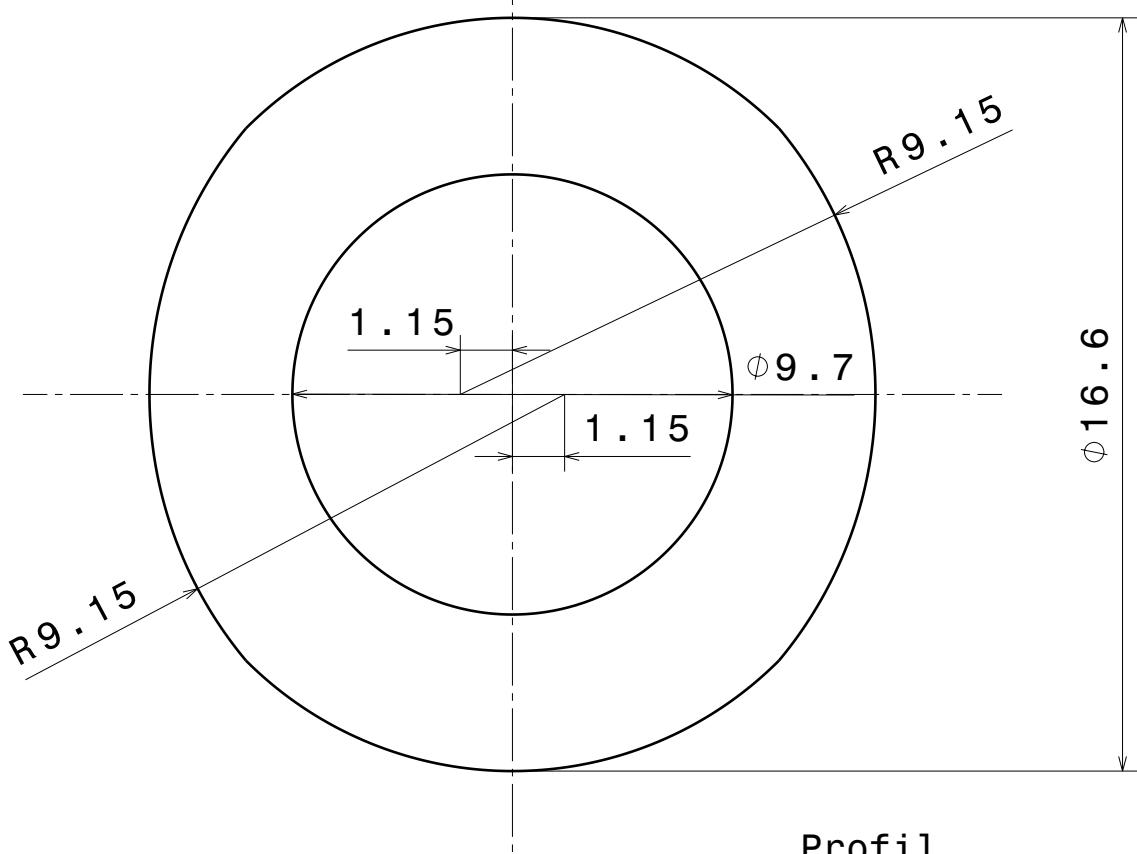
A

348



Vorderansicht

Maßstab: 1:1



Oberfläche

Allgemeintoleranz
DIN ISO 2768-m-K

Werkstoff
PTFE

ISM
Philipp Oswald
0176 / 46 500 611
philipp.oswald@
tu-braunschweig.de

Erstellt durch
P. Oswald

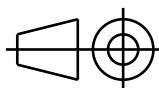
Genehmigt von

Sachnummer

Titel
Welle A

Dokumenttenart**Fertigungszeichnung**

Stückzahl
2



Maßstab
1:1

Änd.

Ausgabedatum
08.11.2018

Spr.
de

Blatt
1/1

D

C

B

A

4

3

2

1

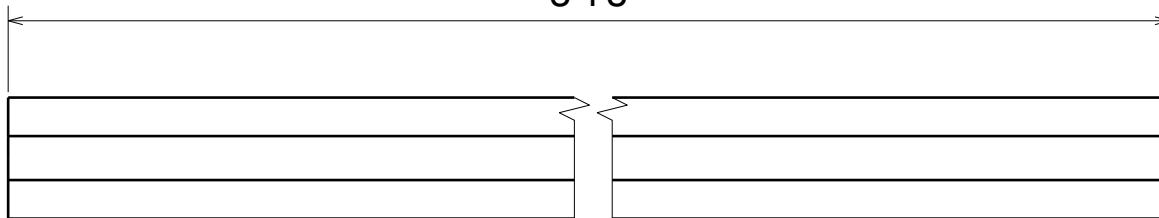
D

C

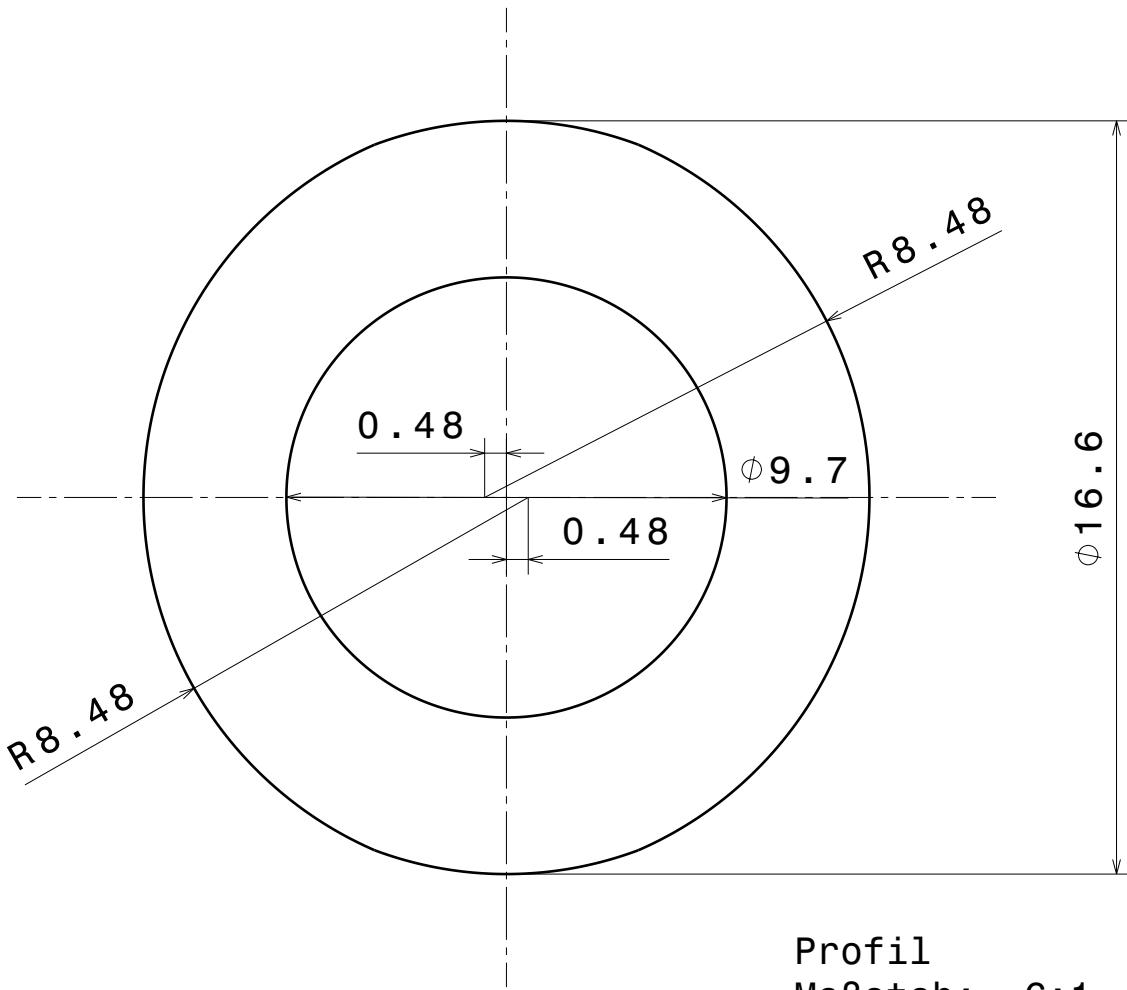
B

A

348



Vorderansicht
Maßstab: 1:1



Oberfläche

Allgemeintoleranz
DIN ISO 2768-m-K

Werkstoff
PTFE

ISM
Philipp Oswald
0176 / 46 500 611
philipp.oswald@
tu-braunschweig.de

Erstellt durch
P. Oswald

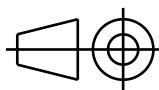
Genehmigt von

Sachnummer

Titel
Welle B

Dokumenttenart**Fertigungszeichnung**

Stückzahl
2



Maßstab
1:1

Änd.

Ausgabedatum
08.11.2018

Spr.
de

Blatt
1 / 1

D

C

B

A

4

3

2

1